Über den Beitrag der Frequenzen unter 1 Hertz zum Spektrum der Szintillation der Sterne

INAUGURAL-DISSERTATION
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
Wolfgang Kopp
aus Eßlingen

1964

7845

Über den Beitrag der Frequenzen unter 1 Hertz zum Spektrum der Szintillation der Sterne

INAUGURAL-DISSERTATION
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
Wolfgang Kopp
aus Eßlingen

1964

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Tag der mündlichen Prüfung: 20. Februar 1964
Dekan: Prof. Dr. G. Möllenstedt
1. Berichterstatter: Prof. Dr. H. Elsässer
2. Berichterstatter: Prof. Dr. G. Elwert

Inhaltsübersicht

		Seite
I	Einleitung	1
II	Bestimmung der relativen Streuung aus einem Amplitudenspektrum der Szintillation	2
III	Beobachtungsinstrumente	4
	1. Zählendes Photometer mit Zählbetrag-Druckwerk	4
	2. Zweifarbenphotometer	5
IV	Meßgenauigkeit der Sternhelligkeiten	7
	1. Einfluß der Temperaturschwankungen	7
	2. Einfluß der Hochspannungsschwankungen	9
	3. Prinzipielle Meßgenauigkeit der Gleichstromphotometer	9
	4. Abschätzung der Meßgenauigkeit beim Photonen zählenden Photometer	11
V	Auswertungsmethoden	11
VI	Darstellung der Ergebnisse	15
VII	Vergleich der gemessenen Werte mit einigen Modellen	23
VIII	Einfluß des Dunstes auf die Szintillation	27
	1. Apparativer Aufbau	27
	2. Zusammenhang zwischen Strahlhelligkeit und Streukoeffizient	29
	3. Bestimmung einiger Extinktionskoeffizienten	33
	4. Deutung der Schwankungen der Extinktionskoeffizienten	36
Literaturverzeichnis		39

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547607_0019

I Einleitung

Die Genauigkeit, mit der man lichtelektrisch die Helligkeit von Sternen bestimmen kann, ist durch die Szintillation des Sternlichtes begrenzt. Kurzzeitige Helligkeitsschwankungen werden durch längere Beobachtungszeiten ausgemittelt. Dagegen sind die langsamen Schwankungen schwerer zu eliminieren. Die Untersuchungen des Szintillationsspektrums von Protheroe (1955), Mikesell et al. (1951) und Butler (1954) beziehen sich auf die schnelleren Frequenzen. In einer Arbeit von Siedentopf und Elsässer (1954) wurde zuerst gezeigt, daß der Anteil der kleinen Frequenzen beträchtlich ist. In den bisherigen Untersuchungen wurde die Frequenzanalyse aus Szintillationsregistrierungen durchgeführt. Elektronische Frequenzanalysatoren für langsame Schwingungen sind sehr schwierig herzustellen. Elektrische Filter für langsame Wechselspannungen erfordern große Kapazitäten und Induktivitäten. Deshalb beziehen sich elektronische Frequenzanalysen der Helligkeitsszintillation auf relativ große Frequenzen. Die Schwierigkeiten können umgangen werden, indem man die Streuung der Helligkeitsmessungen mit Photoelektronen zählenden Photometern bei verschiedenen Integrationszeiten mißt.

In der vorliegenden Arbeit wurden erstmals mit Hilfe solcher Photonen zählender Sternphotometer die Helligkeitsschwankungen der Sterne untersucht. Integrationszeiten von 0,1; 1 und 10 Sekunden erlauben Schlüsse auf den Beitrag der langsamen Frequenzen zur Helligkeitsszintillation zu ziehen. Drei verschiedene Meßreihen, die an verschiedenen Beobachtungsorten und mit verschiedenen Photometern gewonnen wurden, zeigen, daß der Einfluß der langsamen Intensitätsschwankungen mit Frequenzen um 0,1 Hz noch beträchtlich ist. Aus der Meßreihe III, in Südafrika beobachtet, kann man entnehmen, daß dort die Amplituden der kleinen Frequenzen weniger betont sind als bei den Meßreihen I und II, die in Tübingen aufgenommen wurden. Diese Tatsache läßt vermuten, daß die langsamen Intensitätsschwankungen durch Dunstschwankungen in bodennahen Schichten der Atmosphäre entstehen. Bei den Beobachtungsreihen II und III konnten außerdem die mit der Szintillation verbundenen Schwankungen des Farbindex untersucht

werden. Sie sind bei zenitnahen Sternen geringer als die der Helligkeit.

In den beiden Kapiteln wird die Vermutung erhärtet, daß die langsamen Schwankungen durch Dunstschwankungen im unteren Teil der Atmosphäre entstehen. Die Leuchtdichteschwankungen eines senkrecht nach oben gerichteten Scheinwerferstrahles lassen sich in Schwankungen des Extinktionskoeffizienten umrechnen. In einer Schichtdicke von 1500 m erzeugt ein Extinktionskoeffizient, der in der beobachteten Größe schwankt, langsame Intensitätsschwankungen von der Größenordnung der gemessenen Szintillation.

II Bestimmung der relativen Streuung aus einem Amplitudenspektrum der Szintillation

Die von einem Fernrohr am Erdboden aufgefangene Intensität des Sternlichtes kann dargestellt werden durch einen zeitlich konstanten Anteil I_0 , dem eine kontinuierliche Folge von Sinuskurven mit den Amplituden i(f) aller Frequenzen f überlagert ist:

$$I(t) = I_0 + \int_0^{f_0} i(f) \sin (2\pi f t + \varphi(f))\, df \qquad (1)$$

Die Amplituden i(f) der Teilschwingungen geben den Einfluß der einzelnen Frequenzen, die im Sternlicht enthalten sind, wieder. Betrachtet man I(t) als einen Zufallsprozess, so sind die Amplituden i(f) selbst für jedes feste f stochastische Größen, deren quadratische Mittelwerte

$$S(f) = \overline{i(f)^2}$$

der Beobachtung zugänglich sind. S(f) ist das aus der Hochfrequenztechnik bekannte Leistungsspektrum (2). Das Leistungsspektrum steht im Zusammenhang mit der Korrelationsfunktion

$$(\ ) = \lim_{T\to\infty} \frac{\frac{1}{T_0}\int_0^T \Delta I(t)\, \Delta I(t+\tau)\, dt}{\frac{1}{T_0}\int_0^T (\Delta I(t))^2\, dt}$$

wobei $\Delta I(t) = I(t) - I_0$ bedeutet. Die Korrelationsfunktion gibt an,

wie stark ein Meßwert I(t) gemessen zu Zeit t abhängt von dem Meßwert der selben Größe zur Zeit t - τ. Die Theorie der Fourierintegrale liefert die Relationen von Wiener-Khintchine (Pöschl 1956)

$$S(f) = 4 \int_0^\infty \psi(\tau) \cos 2\pi f \tau \, d\tau$$

und die Fourierumkehrung hierzu

$$\psi(\tau) = \int_0^\infty S(f) \cos 2\pi f \tau df \,, \qquad (2)$$

Die Streuung bei einer Integrationszeit T ist nach dem Ansatz (1)

$$\sigma^2(T) = \overline{\left(\int_0^T I(t)\, dt - I_0 T \right)^2}$$

Setzt man für $I(t) = I_0 + \Delta I(t)$, so erhält man

$$\sigma^2(T) = \overline{\int_0^T \int_0^T \Delta I(t_1) \Delta I(t_2)\, dt_1\, dt_2}$$

Nach den Regeln der Wahrscheinlichkeitsrechnung ist dies

$$\sigma^2(T) = \overline{(\Delta I(t))^2} \int_0^T \int_0^T (|t_1 - t_2|)\, dt_1\, dt_2$$

Da der Integrand symmetrisch ist bezüglich der Diagonalen $t_1 = t_2$, kann das Doppelintegral durch eine Transformation in ein einfaches Integral umgerechnet werden (Chandrasekhar u. Münch 1952). Man erhält dann

$$\sigma^2(T) = 2\, \overline{(\Delta I(t))^2} \int_0^T (t - T) \psi(t)\, dt.$$

Der Maximalwert der Streuung ergibt sich für den Grenzfall kurzer Beobachtungszeiten. $\psi(t)$ kann dann durch $\psi(o) = 1$ ersetzt werden

$$\sigma_o^2 = \overline{(\Delta I(t))^2} \int_0^T \int_0^T \psi(o) dt_1\, dt_2 = \overline{\Delta I(t)^2}\, \frac{T^2}{2}$$

Bildet man $\frac{\sigma^2(T)}{\sigma_o^2}$, so ergibt sich die Beziehung (Scheffler 1961)

$$\frac{\sigma^2(T)}{\sigma_o^2} = \frac{2}{T} \int_0^T (t - T)\, \psi(t) dt \qquad (3)$$

Die Größe σ_0 kann nicht beobachtet werden. Die eingesetzten Lichtquanten zählenden Sternphotometer, die im folgenden Kapitel beschrieben werden, ermöglichen es, die Streuung $\sigma(T)$ für verschiedene Integrationszeiten T zu bestimmen. Insbesondere kann man daraus auch das Verhältnis zweier Streuungen bei verschiedenen Integrationszeiten T_1 und T_2 etwa $\frac{\sigma(1)}{\sigma(10)}$ (T_1 = 1 sec, T_2 = 10 sec) bilden. In Kapitel VII wird für verschiedene Modelle für das Amplitudenspektrum mit Formel (3) das Verhältnis $\frac{\sigma(1)}{\sigma(10)}$ berechnet und mit den gemessenen Werten verglichen.

III Beobachtungsinstrumente

1. Zählendes Photometer mit Zählbetrag-Druckwerk

Die Beobachtungsreihe I wurde mit einem lichtquantenzählenden Photometer mit halbautomatischer Registrierung der Meßergebnisse aufgenommen, das im Astronomischen Institut in Tübingen erprobt wurde (Dachs 1960). Es ist mit Ausnahme des Photometerkopfes aus kommerziellen Geräten aufgebaut.

Das Photometer wurde in Verbindung mit einem kleinen Fernrohr verwendet (80 mm Öffnung, 120 cm Brennweite), in dessen Brennebene sich eine Blende von 2 mm Öffnung befand. Eine Feldlinse bildete die Objektivöffnung auf die Kathode eines Multipliers vom Typ RCA 931 A ab. Die Hochspannung für den Multiplier wurde einem stabilisierten Hochspannungsgerät der Firma A.Knott entnommen. In den Strahlengang können verschiedene Farbfilter eingeschaltet werden. Die vorliegende Beobachtungsreihe wurde mit einem Blaufilter gemessen, das zusammen mit der spektralen Empfindlichkeitskurve des Multipliers etwa die B-Helligkeit des Johnson Morgan'schen UBV-Systems ergibt. Im Photometergehäuse ist ein Kathodenfolger untergebracht. Über ein abgeschirmtes Kabel werden die durch die Photonen ausgelösten Elektronenlawinen einem Impulsverstärker mit eingebautem Amplitudendiskriminator der englischen Firma Labgear Ltd. zugeführt. Der Diskriminator liefert Einheitsimpulse von 1.5 μsec Dauer und 18 V Amplitude an einen Beckmann-Berkeley-Zähler vom Typ 7360. Die Zählzeit

kann auf 10^{-5}, 10^{-4}, ... 10^{-2}, 0,1, 1 oder 10 Sekunden eingestellt werden. Wegen der Länge der vom Diskriminator abgegebenen Einheitsimpulse ist die Helligkeit der Sterne, die mit diesem Photometer

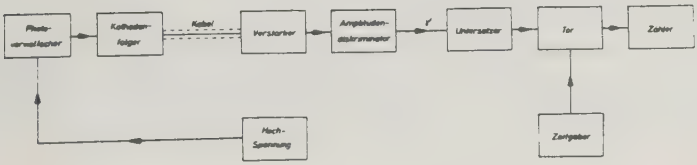

Abb. 1: Blockschaltbild des zählenden lichtelektrischen Photometers

an einem Fernrohr gegebener Öffnung photometriert werden können, nach oben begrenzt. Die Abweichung von der linearen Beziehung zwischen Intensität und Impulszahl erreicht etwa 10 % bei 3,5 10^5 Impulsen/sec, was an diesem Fernrohr (80 mm Öffnung) etwa einem Stern + 2^m,2ter Größe entspricht. Zur Automatisierung wird am Ausgang des Zählgerätes ein Zählbetragsumsetzer angeschlossen, der das Zählresultat als Dezimalzahl über einen Aufsatz auf die Tastatur einer Addiermaschine gibt, die das Ergebnis nach jeder Messung automatisch druckt.

2. Das zählende Zweifarbenphotometer

Die Beobachtungsreihen II und III wurden mit einem zählenden Zweifarbenphotometer des Astronomischen Instituts Tübingen (Dachs 1960) gemessen. Durch einen Lichtteilerwürfel, der hinter der Blende in den Strahlengang eingeschaltet ist, wird das Sternbild im Zweifarbenphotometer gleichzeitig mit zwei elf-stufigen Photomultipliern in zwei verschiedenen Farben gemessen. Im Lichtweg II liegt ein Blau-

filter und als Empfänger ein Multiplier vom Typ EMI 9502 B. Als Spannungsquelle für die Multiplier diente ein stabilisiertes Hochspannungsgerät der Firma Labgear Type D 4019/8. Die Farbfilter ergeben auch in diesem Gerät die dem B und V des UBV-Systems entsprechende spektrale Empfindlichkeit. Im Photometerkopf ist ebenfalls zur Anpassung der an der Multiplier-Anode entstehenden Photoimpulse an die niedrige Impedanz der Impulskabel zu den Hauptverstärkern für jeden Photometerkanal ein Kathodenfolger eingebaut. Die ankommenden Impulse werden in zwei getrennten Kanälen weiterverarbeitet (Abb.2). Zunächst werden sie etwa 80-fach verstärkt. Ein nachfolgender Diskriminator mit einstellbarer Schwellenhöhe unterdrückt

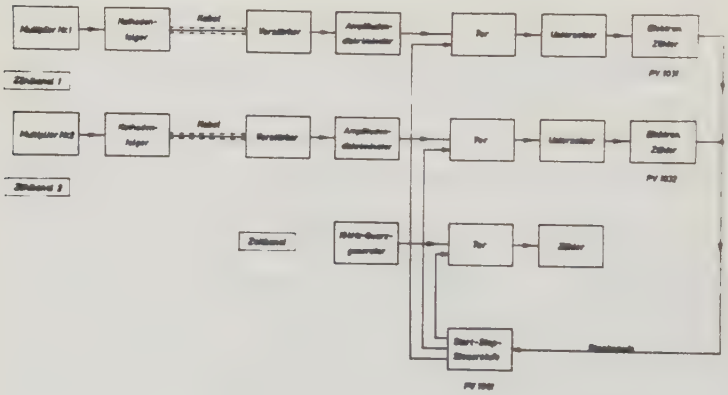

Abb. 2: Blockschaltbild des zählenden Zweifarbenphotometers

weitgehend Störimpulse, die nicht von der Photokathode herrühren. Da die E1T Zählstufen für statistisch aufeinanderfolgende Impulse nicht die geforderte Auflösung von 0,2 μsec erreichen, sind ihnen zwei bistabile Multivibratoren als Vierfachuntersetzer vorgeschaltet. Die beiden Zählkanäle haben je 5 E1T Röhren. Ihnen kann in jedem Kanal eine sechste E1T Spezialröhre vorgeschaltet werden, die wahlweise als Zweifach- oder Fünffach-Untersetzer arbeitet.

Zu den beiden Zählkanälen ist im selben Gerät eine Zeitmeßeinheit parallel geschaltet, der die Schwingungen eines 10 kHz Quarzoszillators abzählt und damit die Meßzeiten bis auf 10^{-4}sec genau mißt. Durch Druck auf den Auslöseknopf an einer Philips Steuerstufe (Philips PV 1081) werden die Tore der beiden Zählkanäle und des Zeitkanals geöffnet. Die Zählung wird beendet, wenn in einem der beiden Zählkanäle 5 10^5 Impulse gezählt sind. Ein Stopimpuls der Steuerstufe schließt die 3 Impulstore. Im Oszillator-Kanal kann die während der Messung verflossene Zeit abgelesen werden. Durch Drucktaster kann man im Kanal II, in dem das Blaufilter eingeschaltet ist, auch die Zählung von nur 2 10^5, 1 10^5, 5 10^4, 2 10^4, 10^4, 5 10^3, 10^3 Impulsen vorwählen.

IV Die Meßgenauigkeit der Sternhelligkeiten

Den Schwankungen, die von der Atmosphäre herrühren, überlagern sich Störungen, die im Photometer selbst entstehen. Einmal treten statistische Schwankungen des Photostromes auf (diese werden weiter unten diskutiert), zum anderen entstehen zusätzliche Schwankungen durch mangelhafte Konstanz der Hochspannung, durch Temperaturschwankungen und deren Einfluß auf die Widerstände und den Multiplier. Diese Effekte beeinflussen die Meßgenauigkeit. Sie können im Falle eines Gleichstromphotometers, wie es auch heute noch meist benutzt wird, abgeschätzt werden.

1. Der Einfluß der Temperaturschwankungen

Im Zusammenhang mit der Szintillationsschwankungen interessiert weniger die Temperaturdrift im Laufe der Nacht, als die kurzzeitigen Temperaturänderungen, die während einer Messung auftreten können. Am Astronomischen Institut in Tübingen werden zur Zeit Temperaturmessungen mit Thermistoren kleiner Zeitkonstante unternommen. Es zeigt sich, daß in Bodennähe an nicht windgeschützten Stellen häufig kurzzeitige Schwankungen (Frequenzen um 1 Hz und drüber) mit Amplituden bis zu mehreren Grad Celsius auftreten. Diese mitteln sich im

Photometer- oder Verstärkergehäuse aus. Dagegen werden sich längere Temperaturdriften mit Periodenlängen von Minuten nicht mehr ganz ausmitteln. Sie haben Amplituden, die selbst an ungeschützten Stellen meist unter 1° C liegen. Auch diese Schwankungen werden auf Grund der endlichen Wärmeleitfähigkeit des Photometer- und Verstärkergehäuses stark gedämpft. Man kann wohl mit Temperaturschwankungen am Ort der Widerstände und des Multipliers von weniger als 0,5 C rechnen, wenn das Instrument im Freien aufgestellt ist.

Änderungen des Widerstandswertes durch Temperaturschwankungen sind vor allem beim Gitterableitwiderstand vor der ersten Verstärkerröhre zu beachten. Aus dem Ohm'schen Gesetz folgt der Zusammenhang zwischen Widerstandsänderung und Spannungsänderung am Gitter. Es ist:

$$\frac{\Delta U}{U} = \frac{R'(\vartheta)}{R} \Delta\vartheta$$

Dabei ist $\frac{R'(\vartheta)}{R}$ der Temperaturkoeffizient des Widerstandes. Bei Kohleschichtwiderständen ist $R'/R < 5\ 10^{-4}/\ 1°C$. Der Temperaturkoeffizient der Drahtwiderstände ist kleiner. Nimmt man eine Temperaturänderung $\Delta\vartheta = 0.5°C$ an, so ändert sich die Spannung am Gitter um 0,25 % .

Temperaturschwankungen haben nach Untersuchungen von Young (1963) erheblichen Einfluß auf den Multiplier. Sie rufen insbesondere Veränderungen der spektralen Empfindlichkeitsverteilung der Multiplier hervor. Dadurch entstehen einmal Änderungen der Empfindlichkeit des Multipliers für eine bestimmte Wellenlänge, zum andern aber auch Änderungen des Nullpunktes bei Vergleichsmessungen in zwei verschiedenen Spektralbereichen, also Änderungen des durch den Multiplier definierten Farbsystems. Der Autor gibt nicht direkt einen Temperaturkoeffizienten der Multiplier an, doch hat er festgestellt, daß die Temperatur auf 1° C konstant sein sollte, um auf $0^m,01$, d.h. auf 1 % genau zu messen. Der Nullpunkt im Farbensystem B-V von Johnson und Morgan ist bei Temperaturänderungen von 1°C auf 3 % genau. Young weist in der oben zitierten Arbeit noch darauf hin, daß die Temperaturabhängigkeit der Multiplier bei Kühlung mit flüssigem

Stickstoff nicht wesentlich herabgedrückt werden kann. Verschiedene andere Autoren haben ebenfalls den Einfluß der Temperaturabhängigkeit der Multiplier untersucht. Der Temperaturkoeffizient schwankt mit dem Multipliertyp. So fand z.B. Kinard (1957) eine Abnahme der Empfindlichkeit bis zu 0,5 %/1° C bei Multipliern der RCA. (Vgl. auch Handbuch der Physik XLV. S.93).

2. Einfluß der Hochspannungsschwankung

Eine relative Spannungsschwankung $\Delta U/U$ ruft eine relative Verstärkungsschwankung des Multipliers $\Delta V/V = n \ \Delta U/U$ hervor. Dabei ist n die Zahl der Verstärkungsstufen. Spannungsschwankungen im Hochspannungsgerät entstehen zum Teil durch springende Entladungen auf den Anoden der verwendeten Röhren. In den Stabilisatoren 85 A 1 und 85 A 2 können z.B. kurzzeitige Schwankungen auftreten, die kleiner sind als 0,1 %, d.h. 0,09 V. Diese bedingen Schwankungen der Hochspannung von rund 0,1 %. Langsame Schwankungen können auch durch Änderungen der Wechselspannung im Netz entstehen. Die Ausreglung dieser Schwankungen ist von Gerät zu Gerät verschieden. Die Firma Labgear gibt für ihr Netzgerät Typ D 4019/b, das bei den vorliegenden Messungen zum Teil verwendet wurde, den Regelfaktor 100 : 1 an. Schwankungen der Eingangsspannung von 10 % rufen Schwankungen der Hochspannung um 0,1 % hervor. Die Schwankung stabilisierter Netzspannungen ist geringer als 10 %. Nimmt man eine relative Schwankung der Hochspannung von 0,08 % an, so kann man bei einem zehnstufigen Multiplier mit Verstärkungsschwankungen von 0,8 % rechnen.

3. Die prinzipielle Meßgenauigkeit der Gleichstromphotometer

Die prinzipielle Meßgenauigkeit der Gleichstromphotometer ist in erster Linie durch Spannungsschwankungen am Multiplier und Temperaturschwankungen bestimmt. Mit den obigen Angaben kann man eine kurzzeitige Meßgenauigkeit des Lichstromes einer idealen konstanten Lichquelle von

$$\sqrt{(0,8)^2 + (0,5)^2} = \sqrt{0,9} \approx 1\ \%$$

erwarten.

In Tabelle 1 sind die erzielten Genauigkeiten bei einigen wichtigen photometrischen Arbeiten, die in den letzten Jahres veröffentlicht wurden, zusammengestellt. Alle diese Ergebnisse wurden mit Gleichstromphotometern gemessen, die in ihrem grundsätzlichen Aufbau weitgehend dem Photometer von Johnson und Morgan (1951) entsprechen. Die dritte Spalte gibt an, bis zu welcher Grenzgröße die Autoren beobachtet haben, bzw. die in den folgenden Spalten aufgeführten Fehler gelten. In der vierten und fünften Spalte steht der in der Arbeit angegebene wahrscheinliche Fehler einer Einzelmessung in V und im Farbenindex B-V.

H.L.Johnson, W.W.Morgan	ApJ 114 1951 522	7^m	$\pm 0^m.012$	$\pm 0^m.005$
H.L.Johnson, W.W.Morgan	ApJ 117 1953 313	16^m	$\pm 0^m.02$	$\pm 0^m.01$
H.L.Johnson	ApJ 117 1953 353	11^m	$\pm 0^m.011$	$\pm 0^m.007$
H.L.Johnson	ApJ 117 1953 356	13^m	$\pm 0^m.007$	$\pm 0^m.005$
G.R.Miczaika	AJ 59 1954 233	10^m	$\pm 0^m.033$	$\pm 0^m.020$
H.L.Johnson, D.L.Harris	ApJ 120 1954 196	12^m	$\pm 0^m.02$	$\pm 0^m.010$
P.Naur	ApJ 122 1956 182	7^m	$\pm 0^m.010$	$\pm 0^m.006$
H.L.Johnson, C.F.Knuckles	ApJ 122 1956 209	9.5^m	$\pm 0^m.006$	$\pm 0^m.005$
H.L.Johnson, C.F.Knuckles	ApJ 126 1957 113			
A. Blaauw, W.A.Hiltner,				
H.L.Johnson	ApJ 130 1959 69	12^m	$\pm 0^m.016$	$\pm 0^m.008$
A.W.Cousins, R.H.Stoy	Royal Observatory Bulletins 64		$\pm 0^m.01$	

Tab.1: Zusammenstellung der Meßgenauigkeiten in einigen neueren Veröffentlichungen über Sternphotometrie

Die Meßgenauigkeit ist im Mittel etwas schlechter als 1 % ($0^m,013$) in der Intensität in V und beim Farbenindex ungefähr 8 ‰ ($0^m,008$). Um die Genauigkeit wesentlich unter 1 % zu bringen, muß vor allem auf konstante Temperatur und außerordentlich konstante Hochspannung Wert gelegt werden.

4. Abschätzung der Meßgenauigkeit beim Photonen zählenden Photometer

Beim Photonen zählenden Photometer dürften sich die oben beschriebenen Störungen nicht ganz so stark bemerkbar machen, sofern die Schwelle im Diskriminator geeignet gewählt wird. Die von einem Photon an der Anode ausgelöste Elektronenlawine erzeugt einen Impuls, der proportional seiner Größe verstärkt wird. Das Abschneideniveau des Diskriminators wird so eingestellt, daß nahezu alle Impulse, die durch Photonen an der Photokathode ausgelöst werden, gezählt werden. Die Störimpulse, die von thermischen Elektronen der Sekundärelektroden herrühren, sind kleiner und erreichen nicht die Schwellenhöhe. Legt man die Schwelle genügend unterhalb der durchschnittlichen Impulshöhe, so wird der Einfluß der Verstärkungsschwankungen verringert. Eine Änderung der Temperatur verändert jedoch die Quantenausbeute und vor allem die langwellige Grenze der spektralen Empfindlichkeit der Photokathode. Diese Schwankungen werden durch den Diskriminator nicht unterdrückt. Die Meßgenauigkeit der Photonen zählenden Photometer (begrenzt durch äußere Störeffekte) dürfte also größer sein als bei den Gleichstromphotometern und um 0,5 % liegen. (Siehe Schluß von Kapitel V)

W.A.Baum (1955) beschreibt erstmals ein Photonen zählendes Photometer. Es wurde vor allem zur Messung schwacher Sterne (um 20^m) am 5 m Spiegel eingesetzt. Die Meßgenauigkeit solch schwacher Objekte ist durch Änderungen des Sternhintergrundes begrenzt. Das Sternlicht beträgt nur wenige Prozente der Hintergrundhelligkeit. Diese Messungen wurden in der Tabelle 1, in der es sich um relativ helle Sterne handelt, nicht aufgeführt.

V Auswertungsmethode

Mißt man mit Photonen zählenden Photometern die Helligkeit eines Sternes mehrere Male nacheinander mit der-selben Integrationszeit, so werden die Ergebnisse etwas verschieden voneinander ausfallen. Dies ist in erster Linie durch die Szintillation bedingt. In diesem Kapitel wird die relative Streuung einer großen Zahl von Einzelmes-

sungen berechnet und auf die relative Streuung, bedingt durch reine Szintillation, reduziert.

Für einen Stern wurden in unmittelbarer Folge nacheinander 40 oder 50 Helligkeitswerte mit vorgegebener Meßzeit bzw. Impulszahl bestimmt. Die Meßzeiten, über die bei der Einzelmessung die Intensität integriert wurde, begrenzten die Anzahl der Messungen nach oben. Bei einer Integrationszeit von 10 sec erforderten 50 Einzelmessungen ungefähr 10 Minuten. Um mögliche Driftschwankungen zu eliminieren, wurden bei der abschließenden rechnerischen Auswertung die Messungen zu Zehnerpaketen zusammengefaßt. Für jedes Zehnerpaket wurde das arithmetische Mittel $\bar{n}$ bestimmt und die relative Streuung σ_g berechnet, die sich aus zwei Anteilen zusammensetzt: der durch die zeitliche Integration nicht ausgemittelten langsamen Komponente der Helligkeitsszintillation und der natürlichen Schwankung der einzelnen Impulszahlen. Nimmt man eine Poissonverteilung an, so ist durch statistisches Schwanken der Sekundärelektronen an den Dynoden das Signal zu Rauschverhältnis an der Anode um den Faktor $a = \left\{\frac{\mu}{\mu - 1}\right\}^{n/2}$ größer als das Signal zu Rauschverhältnis der Kathode. μ ist der Verstärkungsfaktor pro Stufe. Der Faktor a ergibt sich für den neunstufigen Multiplier der RCA 1 P 21 zu 1,13 für den dreizehnstufigen Multiplier der EMI zu 1,18.

Die relative statistische Streuung des Mittelwertes $\sigma_n^2 = \sqrt{\bar{n}}/\bar{n}$ tritt an der Anode um den Faktor a verstärkt auf. Die nur von der Szintillation hervorgerufene Streuung erhält man durch quadratische Subtraktion der relativen statistischen Streuung $\sigma_n = \frac{a\sqrt{\bar{n}}}{\bar{n}}$. Es ist

$$\sigma_{sz} = \sqrt{\sigma_g^2 - \sigma_n^2} = \sqrt{\sigma_g^2 - \frac{a^2 \bar{n}}{\bar{n}^2}} \qquad (4)$$

Die umfangreichen Einzelrechnungen konnten an der Siemensrechenanlage 2002 des Mathematischen Instituts, Abteilung Rechenzentrum, der Universität Tübingen durchgeführt werden.

Die Beziehung zwischen der natürlichen Schwankung und dem Mittelwert wurde experimentell nachgeprüft. Das Licht einer Glühlampe, die mit etwas Unterspannung betrieben wurde, fiel auf den in den Photometerkopf eingesetzten Multiplier. Nach dem oben beschriebenen Verfahren wurde

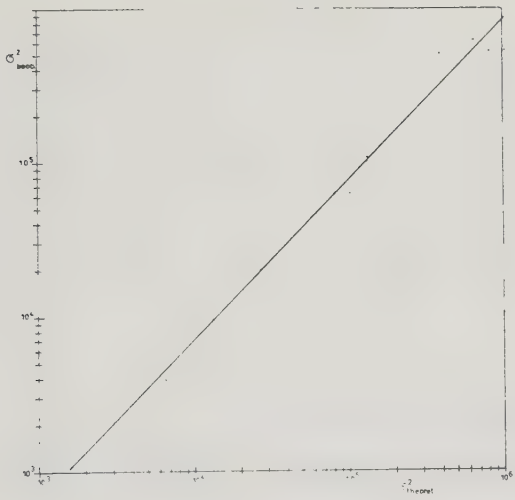

Abb.3 : Vergleich der theoretisch zu erwartenden natürlichen Schwankung mit der gemessenen natürlichen Schwankung.

aus den einzelnen Zehnerpaketen die relative Schwankung berechnet und mit ihrem theoretischen Wert verglichen. Die Abbildung 3 zeigt den Zusammenhang der Größen.

Zwischen den Messungen mit Photometer I und denen mit Photometer II besteht ein prinzipieller Unterschied, Während Photometer I Impulszahlen, die ein Stern bei festen Integrationszeiten (0,1; 1 und 10 sec.) liefert, (also direkte Intensitäten)mißt , und man daraus die Schwankung der Intensität (σ_I) errechnet, mißt man bei Photometer II die zu einer fest vorgewählten Impulszahl nötige Meßzeit. Durch mehrere Messungen bestimmt man primär damit die Schwankung der Zeit (σ_T). (Zugleich bekommt man aber durch den 2. Meßkanal eine Aussage über die Schwankung des Farbindex B-V). Der Zusammenhang zwischen der Schwankung der Impulszahl bei festgehaltener Zeit und der Schwankung der Zeit bei festgehaltener Impulszahl ergibt sich durch folgende Überlegung:

Zwischen der Intensität I und der Impulszahl n bei fest vorgegebener Meßzeit besteht Proportionalität:

$$I = c_1 n$$

Andererseits ist die Meßzeit t bei festgehaltener Impulszahl n_o der Intensität umgekehrt proportional:

$$I = \frac{n_o}{t}$$

Aus den beiden Gleichungen folgt

$$\Delta I = c\, \Delta n \quad \text{und} \quad \Delta I = -\frac{n_o}{t^2}\, \Delta t$$

Für die relative Abweichung ergibt sich somit

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{\Delta n}{n} \quad \text{und} \quad \frac{\Delta I}{I} = -\frac{\Delta t}{t}$$

Die Streuung einer Größe x ist

$$\sigma^2(x) = \frac{1}{N-1} \sum_{\nu=1}^{N} (x_\nu - \bar{x})^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{\nu=1}^{N} (\Delta x_\nu)^2$$

(wobei N die Anzahl der Werte von x ist). Es gilt dann nicht nur

$$\sigma_I^2 = \frac{\sigma^2(I)}{\bar{I}^2} = \frac{\sigma^2(n)}{\bar{n}^2}$$

sondern unter der stets gut erfüllten Voraussetzung $\frac{\Delta I}{I} \ll 1$ auch

$$\sigma_T^2 = \frac{\sigma^2(I)}{\bar{I}^2} = \frac{\sigma^2(t)}{\bar{t}^2}$$

Die relativen Schwankungen der Zeit und der Impulszahl unterscheiden sich nicht. Die Beobachtungen, die mit Photometer I gemessen sind, können mit denen, die mit Photometer II gemessen sind, unmittelbar verglichen werden. Mißt man zu helle Sterne, so ist die Linearität zwischen Impulszahl und Sternhelligkeit nicht mehr gesichert. Da aber die Änderung der Abweichung von der Linearität in einem kleinen Impuls-Intervall gering ist, ist kein Einfluß auf die relativen Schwankungen zu erwarten, wenn man sich nur wenig außerhalb des Linearitätsbereiches der Photometer befindet.

VI Darstellung der Ergebnisse

D i e B e o b a c h t u n g e n d e r M e ß r e i h e I wurden in Tübingen während der Sommermonate 1960 ausgeführt. Das oben beschriebene Einfarbenphotometer war an einen Refraktor von 80 mm Öffnung und dem Öffnungsverhältnis 1 : 15 angeschlossen. Alle Daten beziehen sich auf Beobachtungen, die mit dem Blaufilter gemacht wurden. Die Zenitdistanzen z der insgesamt 33 Sternbeobachtungen, die sich auf 11 Nächte verteilen, lassen sich in 4 Gruppen aufteilen: Zenitnahe Sterne mit $5^\circ < z < 35^\circ$, Sterne in den mittleren Zenitdistanzen $35^\circ < z < 60^\circ$ und $60^\circ < z < 75^\circ$ und Sterne am Horizont mit $75^\circ < z < 85^\circ$. In Tabelle I sind die in dieser Meßreihe beobachteten Sterne aufgeführt.

April	5	α Vir	γ UMa					
April	6	α Vir						
Mai	31	α Sco						
Juni	21	α Sco						
Juni	22	α Sco	α Oph					
Juli	24	σ Sgr						
Juli	29	α Peg	β Aql	β Cap	β Lyr	ζ Sgr		
Sept.	10	δ Cap	ζ Cyg	α PsA	β Aql	π Sgr	ε Cyg	
Sept.	11	δ Aql	α PsA	γ Cyg	σ Sgr	γ Aql		
Sept.	12	σ Sgr	γ Cyg	α PsA	γ Aql	δ Cap		
Sept.	13	δ Cap	δ Aql	δ Sgr	ν Cyg			

Tab. 2: Beobachtungsmaterial der Meßreihe I

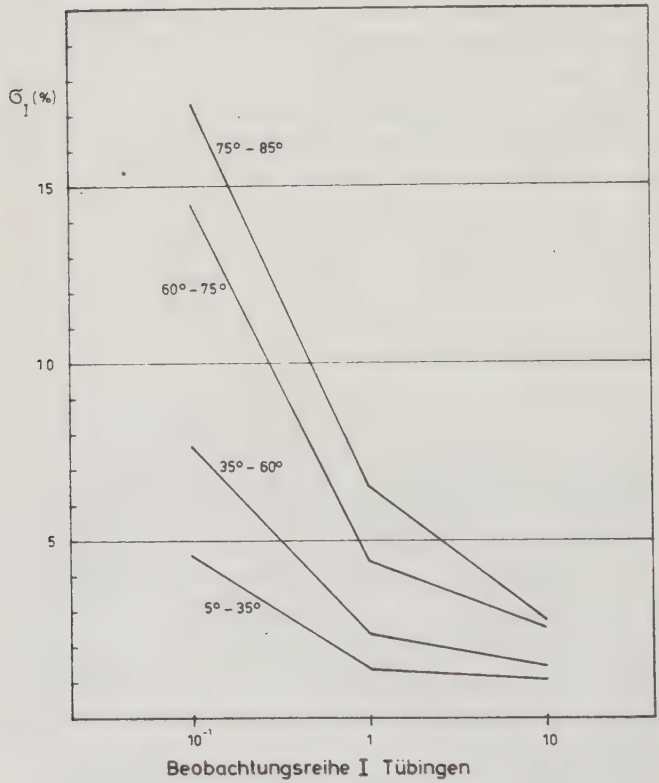

Abb. 4: Verlauf der Streuung der Helligkeit σ_I (%) mit der Integrationszeit T

Das Beobachtungsmaterial der Meßreihe II konnte während einer Hochdruckwetterlage im Frühjahr 1961 mit dem Zweifarbenphotometer in Tübingen gewonnen werden. Das Photometer war an den Bosch-Refraktor der Sternwarte Tübingen angesetzt. Das Leitrohr des Refraktors, an dem die Messungen durchgeführt wurden, hat eine Öffnung von 30 cm bei einem Öffnungsverhältnis von 1 : 17. Die Öffnung war auf 15 cm abgeblendet. Insgesamt wurden 16 Sterne in 10 Nächten beobachtet. Die Gesichtsfeldblende hatte einen Durchmesser von 1,5 mm. Bei der Auswertung wurden die Sterne in drei Zenitdistanzbereiche zusammengefaßt: $z < 35^\circ$, $35^\circ < z < 60^\circ$, $z > 60^\circ$. In Tabelle 3 sind die beobachteten Sterne zusammengestellt.

Jan.	16	Plejone
Jan.	18	Plejone
Jan.	19	Nr. 958 aus Praesepe *)
März	9	ϱ Vir DM +42° 1956
März	10	η Boo χ UMa ζ Leo
März	11	β Eri +38 Lyn
März	15	η Boo
März	16	γ Boo ψ UMa ζ Leo
März	17	μ Gem
März	24	η Leo

Tab. 3: Beobachtungsmaterial der Meßreihe II

Die Beobachtungsreihe III konnte in Südafrika auf der ESO-Station Rockdale Mountain (1800 m) in aridem Klima gemessen werden. Das Zweifarbenphotometer war an den dort aufgestellten 40 cm Cassegrain - Reflektor des Astronomischen Instituts Tübingen anmontiert, dessen effektive Brennweite 6 m beträgt. Der Spiegel wurde bei den Szintillationsuntersuchungen auf 12,5 cm abgeblendet. Insgesamt wurden 27 Sterne in zwölf Nächten während des Südsommers 1962 beobachtet. Die Zenitdistanzintervalle sind dieselben wie bei der Beobachtungsreihe II. In Tabelle 4 sind die beobachteten Sterne zusammengestellt.

+) Nummerierung nach van der Linden.

Jan.	6	1 Cnc		
Jan.	14	DM +33°1433	DM -17°3047	
Feb.	2	52 LMi		
Feb.	3	o Oct		
Feb.	4	DM +25° 1469	DM -18°2678	6 Vir
März	1	DM +28° 1647	DM -23°10651	
März	5	52 LMi	DM -16°3403	DM + 2°2865
März	13	3 Crv	η Aps	β Oct
März	14	DM -43° 9326	π^1 Oct	
März	15	DM -30° 4276	6 Vir	61 UMa
März	16	ϑ Hyi	5 Crv	DM -78°972
März	20	DM -83° 716	DM -30°3903	DM -67°2595

Tab. 4 : Beobachtungsmaterial der Meßreihe III

Die Sterne jeder Meßreihe werden nach den Intervallen der Zenitdistanzen geordnet und für jedes Intervall der Mittelwert der relativen Streuung, hervorgerufen durch die Szintillation, berechnet.

In den Abbildungen 4, 5, 6 sind die nach Formel (4) berechneten relativen Streuungen der Impulszahlen der Beobachtungsreihen I, II und III gegen die Integrationszeit aufgetragen. Für jede Beobachtungsreihe wurden drei Kurven entsprechend der drei Zenitdistanzintervalle gezeichnet. Bei allen drei Kurven zeigt sich, daß selbst bei den langen Integrationszeiten von 10 sec noch beträchtliche Szintillationsschwankungen auftreten, die auf das Vorhandensein von kleinen Frequenzen in der Intensitätsszintillation zurück-zu-führen sind. Durch graphische Ausmittelung erhält man einen stetigen Verlauf der Szintillationsschwankung mit der Integrationszeit T, der sich im Bereich der verwendeten Integrationszeiten durch den Ansatz

$$\sigma(\%) = \frac{a}{\sqrt{T}} + b$$

angenähert beschreiben läßt. Bei zeitlich stochastisch unabhängigen Schwankungen würde man $\sigma(\%) = 1/\sqrt{T}$ erwarten. Tabelle 5 gibt die

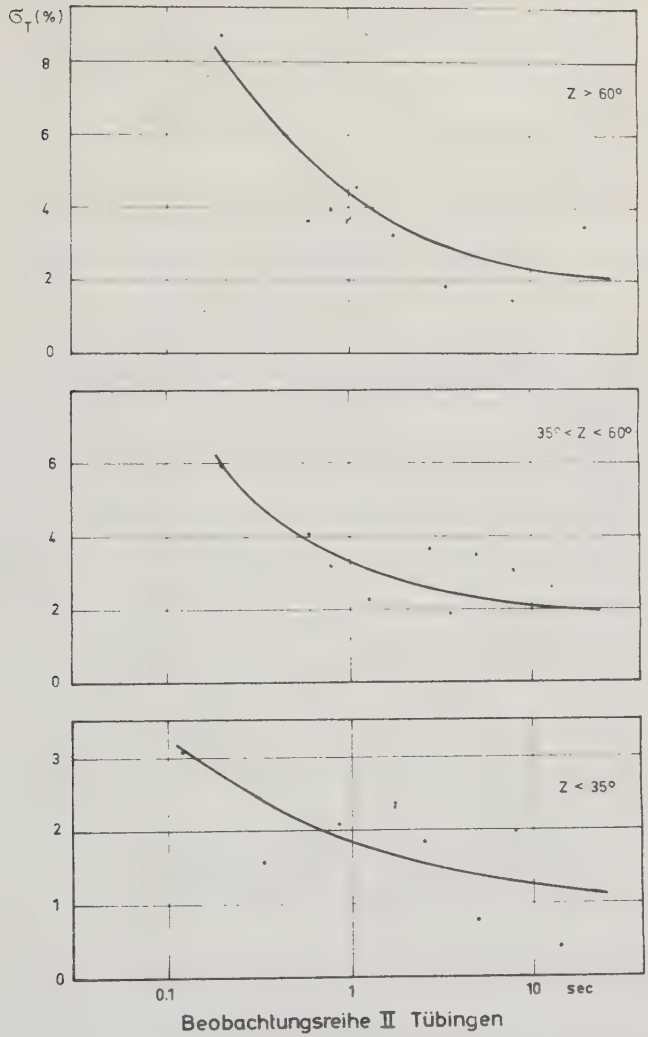

Abb. 5: Verlauf der Streuung σ_T (%) mit der Integrationszeit T

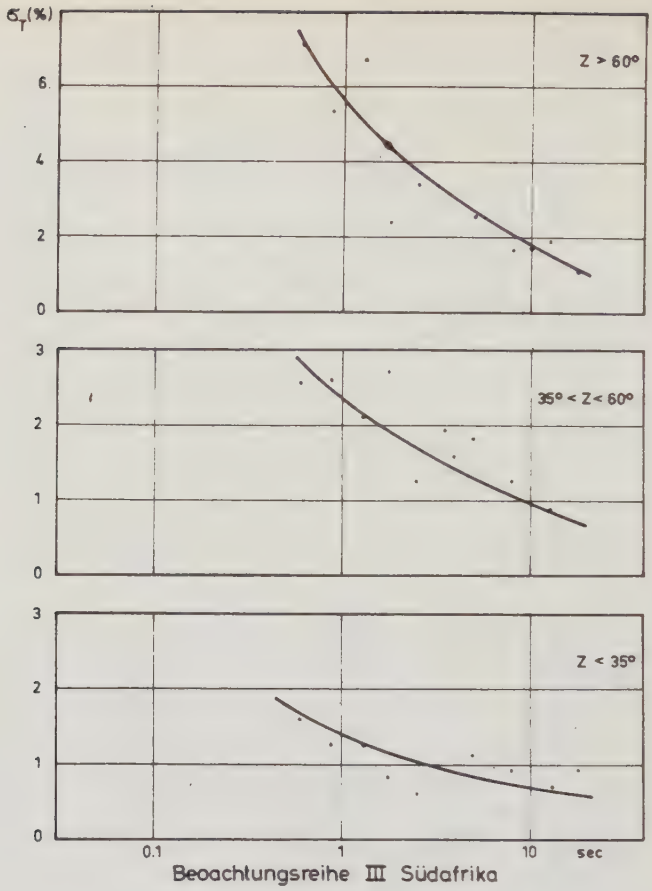

Abb. 6 :Verlauf der Streuung $\sigma_T(\%)$ mit der Integrationszeit T

gefundenen Funktionen für die drei Beobachtungsreihen. Diese Schwankungen σ (in % angegeben) sind Mittelwerte, die aus den in Tabelle 2 bis 4 angegebenen Beobachtungen an verschiedenen Sternen in den angeführten Nächten gebildet sind.

Beobachtungs-reihe	$z < 35^\circ$	$35^\circ < z < 60^\circ$	$z > 60^\circ$
I	$\sigma_I(\%) = \frac{0,98}{\sqrt{T}} + 0,89$	$\sigma_I(\%) = \frac{3,0}{\sqrt{T}} + 0,55$	$\sigma_I(\%) = \frac{6,0}{\sqrt{T}} + 1,0$
II	$\sigma_T(\%) = \frac{0,8}{\sqrt{T}} + 1,0$	$\sigma_T(\%) = \frac{2,0}{\sqrt{T}} + 1,4$	$\sigma_T(\%) = \frac{3,0}{\sqrt{T}} + 1,5$
III	$\sigma_T(\%) = \frac{1,0}{\sqrt{T}} + 0,4$	$\sigma_T(\%) = \frac{2,1}{\sqrt{T}} + 0,2$	$\sigma_T(\%) = \frac{5,1}{\sqrt{T}} + 0,2$

Tab. 5: Aus den Abb. 4, 5 und 6 abgeleiteter Gang der Streuung σ der Integrationszeiten mit der mittleren Integrationszeit T.

Der konstante Term bestimmt die Meßgenauigkeit, die bei Intensitätsszintillation mit größeren Integrationszeiten erreicht werden kann. Er rührt zum Teil eventuell von den Durchsichtsschwankungen, hervorgerufen durch den Dunst im unteren Teil der Atmosphäre, her. Ihr Anteil ist in Tübingen höher als in den klaren Nächten Südafrikas. Bei anderen photometrischen Messungen in Südafrika lag die Reproduzierbarkeit einer Helligkeitsmessung bei einer Integrationszeit von 30 sec bei 0,75 % bis 1 %. Dies stimmt mit den aus Tabelle 5 zu erwartenden relativen Streuungen überein. Die prinzipielle Meßgenauigkeit ist durch die Störeffekte in der Apparatur begrenzt. Sie dürfte bei den benützten Photometern bei 0,5 % liegen.

Aus den Beobachtungsreihen II und III kann man auch Aufschluß über die Szintillation des Farbindexes bekommen. Die Impulszahl im blauen Spektralbereich ist fest vorgegeben. Die Szintillation der Blauhelligkeit bestimmt also die Schwankung der Integrationszeit. Im Idealfall der vollständigen Korrelation der Szintillation der beiden Spektralbereiche V und B müßte die Impulszahl im V-Kanal konstant sein. Im realen Fall ist zu erwarten, daß die Schwankung der Impulszahlen in dem dem gelben Spektralbereich zugeordneten Kanal kleiner ist als die Schwankung der Integrationszeit.

Die Abbildung 7 zeigt die Szintillation im visuellen Farbbereich. Das Beobachtungsmaterial der beiden Reihen wurde wieder in jeweils drei Zenitbereiche unterteilt, jedoch sind nur die zenitnahen Sterne und die Sterne, die in großer Zenitdistanz beobachtet wurden, in der Abbildung verwendet worden. Sterne, die während der Beobachtung in mittlerer Zenitdistanz standen, zeigen nur teilweise Farbszintilla-

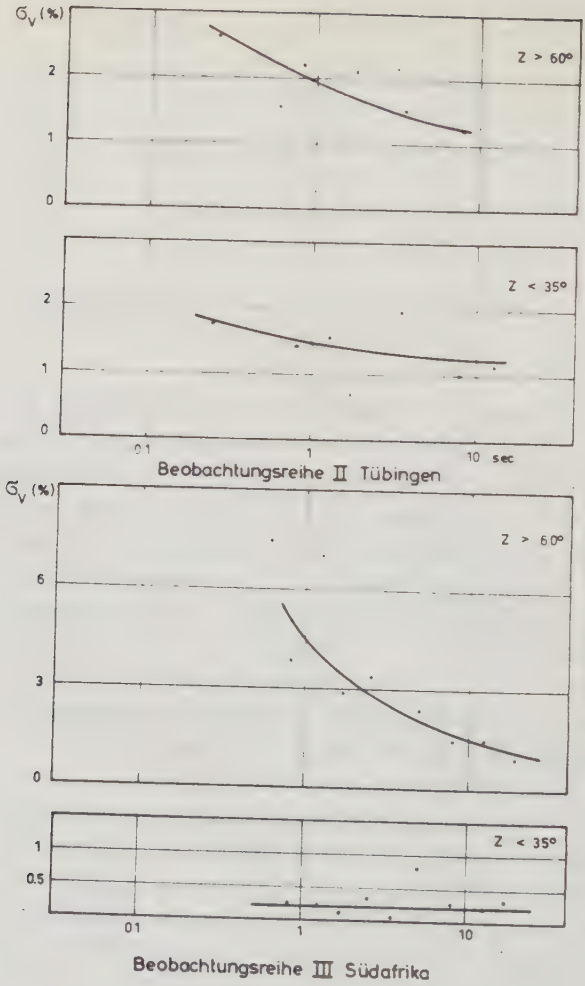

Abb. 7: Verlauf der Streuung σ_v (%) mit der Integrationszeit T

tion, sie wurden deshalb weggelassen. Vergleicht man Abbildung 7 mit den Abbildungen 5 und 6, so sieht man, daß bei den zenitnahen Sternen fast keine Schwankung der V-Helligkeit auftritt. So wird die Schwankung bei der Beobachtungsreihe III (Südafrika) in diesem Zenitdistanzgebiet wahrscheinlich allein durch die begrenzte Meßgenauigkeit des Photometers gegeben sein. Im Bereich der größeren Zenitdistanzen ist die Korrelation zwischen der Szintillation im Blauen und Gelben nicht so gut. Die Schwankung der V-Helligkeit kommt bei beiden Beobachtungsreihen in die Größenordnung der Schwankung der B-Helligkeit allein. Es tritt Farbszintillation auf.

VII Vergleich der gemessenen Werte mit einigen Modellen

In Kapitel II wurde am Schluß kurz der Weg gezeichnet, wie man mit Hilfe der theoretischen Überlegungen durch Vergleich der aus den Messungen bestimmten Schwankungen Aussagen über das Amplitudenspektrum der Szintillation machen kann. Zunächst werden einige einfache Modelle untersucht, von denen Tabelle 6 eine Zusammenstellung gibt. In der Tabelle ist ferner der mit den Gleichungen (2) und (3) aus Kapitel II berechnete Quotient $\sigma(1) / \sigma(10)$ aufgeführt. Außerdem ist der Wert der Korrelationsfunktion ψ für $\tau = 0{,}01$ sec angegeben. Die Korrelationsfunktion ist nach Gleichung (2) so normiert, daß für $\tau = 0$ sec $\sigma(0) = 1$ ist. Würden die Intensitäten I(t) einer Poissonverteilung genügen, d.h. wäre der Wert I(t) ganz unabhängig vom Wert I ($t - \Delta t$) für noch so kleines Δt, so würde die Korrelationsfunktion zu einer Deltafunktion entarten.

Modell	Amplitudenspektrum		$\sigma(1)/\sigma(10)$	$\gamma(0{,}01)$
A	$I^2(f) =$	$1 \quad f \leq 1$ Hz $0 \quad f > 1$ Hz	3,01	1
B	$I^2(f) =$	$1 \quad f < 10$ Hz $0 \quad f > 10$ Hz	3,16	0,94
C	$I^2(f) =$	$10 \quad f \leq 1$ Hz $1 \quad f \leq 10$ Hz $0{,}1 \quad f \leq 100$ Hz $0 \quad f > 100$ Hz	3,03	0,624
D	$I^2(f) =$	$0 \quad f < 0{,}1$ Hz $10 \quad f < 1$ Hz $1 \quad f \leq 10$ Hz $0{,}1 \quad f \leq 100$ Hz $0 \quad f > 100$ Hz	9,8	0,612
E	$I^2(f) =$	$2 \quad f < 0{,}1$ Hz $1 \quad f < 10$ Hz $0{,}1 \quad f \leq 100$ Hz $0 \quad f > 100$ Hz	2,35	0,448
F	$I^2(f) =$	$10 \quad f \leq 0{,}1$ Hz $1 \quad f \leq 10$ Hz $0{,}1 \quad f \leq 100$ Hz $0 \quad f > 100$ Hz	1,293	0,467

Tab. 6: Zusammenstellung der einfachen Modelle des Frequenzspektrums der Intensitätsszintillation mit dem Verhältnis $\sigma(1)/\sigma(10)$ und dem Wert der Korrelationsfunktion für 0,01 sec

Das $1/\sqrt{T}$ - Gesetz für die Abnahme der Streuung ergibt für $\sigma(1)/\sigma(10) = \sqrt{10} = 3{,}16$. Aus den Modellen A und B sieht man, daß Frequenzen unterhalb 0,1 Hz dieses Gesetz beeinflussen können. Modell E und F zeigen, wie sich die stärkere Berücksichtigung der Frequenzen unterhalb 0,1 Hz auf das Verhältnis $\sigma(1)/\sigma(10)$ auswirkt. Der Anteil der Szintillation bei einer Integrationszeit von 10 sec steigt stark an. Umgekehrt zeigt Modell D, daß die bei einer Integrationszeit von T = 10 sec verbleibende Szintillation fast auf 1/10 des für T = 1 sec gefundenen Wertes abgesunken sein müßte, falls in den beitragenden Atmosphärenschichten Brechungsindexschwankungen mit Frequenzen kleiner 0,1 Hz fehlen würden.

Meßreihe	I	II	III
Photometer	I	II	II
Beobachtungsort	Tübingen	Tübingen	Südafrika
sec z > 2,0	2,10	1,8	2,95
1,23 < sec z < 2,0	1,60	1,5	2,55
sec z < 1,23	1,20	1,2	2,00

Tab. 7: $\sigma(1)/\sigma(10)$ abgeleitet aus den Meßreihen I, II und III

Für die folgende genauere Untersuchung wurde ein Frequenzspektrum angenommen, das stückweise linear zu höheren Frequenzen hin abfällt. Nach Tatarski (1961) kann man folgendes Modell für das Frequenzspektrum von 5 Hz bis 500 Hz annehmen, das bis 0,1 Hz extrapoliert ist:

$$I(f) = 2{,}0 - 0{,}1\, f \qquad 0{,}1 \leq f \leq 10 \text{ Hz}$$
$$= 1{,}1 - 10^{-3} f \qquad 10 \leq f \leq 100 \text{ Hz}$$
$$= 0{,}12 - 2{,}25\, 10^{-4} f \qquad 100 \leq f \leq 500 \text{ Hz}$$
$$= 0 \qquad f > 500 \text{ Hz}$$

Um den Einfluß der langsamen Schwankungen genauer zu untersuchen, werden die Amplituden der kleinen Frequenzen variiert. In Tabelle 8 steht in der zweiten Zeile die Extrapolation des Amplitudenspektrums im Frequenzgebiet $0 < f < 0{,}1$ Hz. Der übrige Frequenzverlauf entspricht dem oben angegebenen Modell. In der dritten Zeile ist das Verhältnis $\sigma(1)/\sigma(10)$ angegeben.

Modell	A	B	C	D	E	F
S(f < 0,1 Hz)	2,0	4,0	8,0	10,0	20,0	40,0
$\sigma(1)/\sigma(10)$	3,20	2,90	2,55	2,49	2,28	2,16

Tab. 8: Einfluß der langsamen Frequenzen im extrapolierten Frequenzspektrum von Tatarski auf das Verhältnis $\sigma(1)/\sigma(10)$

Beschränkt man sich zunächst auf die Beobachtungen bei Zenitdistanzen größer als 60°, so ergibt ein Vergleich der Modelle A bis F mit der Tabelle 7, daß die Modelle A und B den Frequenzgang

der Messung III, die in Südafrika beobachtet wurde, am besten beschreiben. Diese Erfahrung stimmt mit Beobachtungen auf dem Jungfraujoch von Elsässer und Siedentopf (1954) überein. Sie konnten aus den Registrierungen eines Gleichstromphotometers ebenfalls feststellen, daß der relative Anteil der Frequenzen unter 0,1 Hz im Szintillationsspektrum ungefähr doppelt so groß ist, wie der Anteil der Frequenzen zwischen 0,1 Hz und 10 Hz. Sowohl auf dem Rockdale Mountain in Südafrika als auch auf der hochalpinen Station Jungfraujoch hat man eine sehr klare Atmosphäre. In beiden Stationen liegt der Extinktionskoeffizient um $0^{m}{,}15$ oder darunter. (Elsässer 1954 und eigene Messungen). Dagegen zeigen die Meßreihen I und II, die in Tübingen beobachtet wurden, daß der Einfluß der niederen Frequenzen im Flachland wesentlich stärker ist. Diese Erfahrung spricht dafür, daß die langsamen Schwankungen der Intensitätsszintillation in den tieferen Schichten der Atmosphäre entstehen.

Versucht man den Frequenzgang für die zenitnahen Sterne durch die Modelle A bis F zu beschreiben, so kommt man zu sehr großem Einfluß der langsamen Frequenzen. Er liegt wesentlich über dem der Sterne mit größeren Zenitdistanzen. Die Deutung dieser Restschwankung durch die Szintillation widerspricht den theoretischen Überlegungen von Elsässer (1960), daß die langsamen Schwankungen bei horizontnahen Sternen stärker in Erscheinung treten als bei Sternen, die während der Beobachtung durch den Zenit gehen. Die Größe der Schwankung liegt bei Sternen mit $z < 35^{\circ}$ in der Größenordnung von 1 %. Dies deutet darauf hin, daß vielleicht ein beträchtlicher Anteil der Schwankungen im Photometer selbst entstehen. Tatsächlich beschränken die Störeffekte die Meßgenauigkeit auf rund 0,5 %. Diese Schwankungen sind natürlich unabhängig von der Zenitdistanz. Da der Betrag der Szintillation mit abnehmender Zenitdistanz zurückgeht, ist der relative Einfluß der Störeffekte bei zenitnahen Sternen größer als bei horizontnahen. Diese Überlegung würde die Diskrepanz mit der Theorie erklären.

VIII Einfluß des Dunstes auf die Szintillation

Die Intensitätsszintillation entsteht in ungefähr 10 km Höhe. (Elsässer und Siedentopf 1959). Es ist unwahrscheinlich, daß die Intensitätsschwankungen im Frequenzgebiet um 0,1 Hz ebenfalls in dieser Höhe entstehen, Man hat in 10 km Höhe eine durchschnittliche Windgeschwindigkeit von 30 m/ sec. Um die langsamen Schwankungen durch Luftschlieren in diesen großen Höhen zu erklären, muß man Schlierendurchmesser von 300 m und mehr annehmen. Das Ergebnis, daß die langsamen Schwankungen in Südafrika und an der hochalpinen Boebachtungsstation Jungfraujoch geringer sind als in Tübingen, läßt vermuten, daß die langsamen Schwankungen in den bodennahen Schichten durch vorüberziehende Dunstschwaden verschiedener Dichte entstehen. Dies würde einem veränderlichen Extinktionskoeffizienten entsprechen.

Um die Dunstverteilung und Änderung der Dunstdichte zu untersuchen, wurde die von Reeger und Siedentopf (1946) angegebene Methode der Bestimmung des atmosphärischen Dunstes aus Scheinwerfermessungen angewandt. Das Licht eines senkrecht nach oben gerichteten Scheinwerferstrahles wird durch die Dunstpartikel und Luftmoleküle gestreut. Aus der Intensität des Streulichtes lassen sich Aussagen über die Dunstverteilung und ihre Schwankungen machen. Die Lichtdichtemessungen müssen vor einem möglichst dunkeln Himmel erfolgen, deshalb wurden sie in der Außenstelle des Astronomischen Instituts in Weissenau bei Ravensburg durchgeführt. Um Fälschungen durch das relativ starke Luftleuchten der OI-Linie 5577 Å zu vermeiden, wurde eine Quecksilberhochdrucklampe als Lichtquelle benützt und im Licht der grünen Hg-Linie 5461 Å beobachtet.

1. Der apparative Aufbau.

a) Scheinwerfer und erzeugter Lichtstrahl

In den Brennpunkt eines Parabolspiegels mit dem Durchmesser 149 cm und der Brennweite f = 614,1 mm wurde der Leuchtbogen einer Queck-

silberhochdrucklampe HQS 1000 der Firma Osram gebracht. Die Leistungsaufnahme der Lampe beträgt einschließlich der Drossel 250 W. Die Flächenhelligkeit der Lampe wird im Katalog mit 620 sb angegeben. Die Leuchtröhre, in der die Entladung brennt, hat einen Durchmesser von 15 mm und ist 65 mm lang. Demzufolge ist die Parallelität des senkrecht nach oben gerichteten Lichtstrahles gestört. Man bekommt einen leicht divergierenden Strahl, dessen Öffnungswinkel zu $5^{o}15'$ in der einen Richtung und $1^{o}25'$ in der dazu senkrechten Richtung mit Hilfe eines Theodoliten gemessen wurde. Durch geometrische Überlegungen wurden die beiden Divergenzwinkel auch berechnet. Es ergaben sich dabei etwas größere Winkel. Der Unterschied zwischen den gemessenen und errechneten Winkelgrößen rührt daher, daß die Strahlbegrenzung sich nicht scharf gegen den Nachthimmel abhebt. Die Lichtverteilung in einem Scheinwerferstrahl in einer Ebene senkrecht zur optischen Achse kann als zweidimensionale Gaußverteilung angesehen werden, deren Halbwertsbreite natürlich vom Öffnungswinkel des Scheinwerferstrahls abhängt.

b) Photometer

Die Leuchtdichte des Scheinwerferstrahles wurde mit dem von Haug (1961) beschriebenen Nachthimmelphotometer in azimutaler Aufstellung gemessen. Für das vorliegende Problem wurde das Photometer etwas abgewandelt. Das Instrument ist mit einem Objektiv von 60 mm Öffnung und 500 mm Brennweite ausgerüstet. Eine Feldlinse in der Brennebene bildet das Objektiv auf die Photokathode eines Multipliers (1 P21) ab. Im Strahlengang ist nahe der Brennebene ein Interferenz-Filter eingebaut. Das Filter hat eine maximale Durchlässigkeit von 15 % bei der Wellenlänge 541 mμ. Die Halbwertsbreite des Filters beträgt 9,5 mμ. Da nicht alle Strahlen parallel zur Filternormalen das Interferenzfilter durchsetzen, treten kleine Verschiebungen der maximalen Durchlässigkeit des Filters nach kürzeren Wellenlängen auf. Der maximale Neigungswinkel zur optischen Achse wird vom Öffnungsverhältnis und von der Gesichtsfeldblende zu $3^{o}47'$ bestimmt. Dadurch wird die maximale Durchlässigkeit von der Wellenlänge 541 mμ auf 540 mμ verschoben. Um den Scheinwerferstrahl in einer möglichst

gut definierten Höhe anzuschneiden, dient eine schlitzförmige Blende 3 mm breit und 6 mm lang. Die Blendenöffnung 3 mm läßt einen Öffnungswinkel von 26' für den Sehstrahl des Photometers zu. Ein kleiner Elektromotor ermöglicht es, die Höhe zu ändern.

c) Verstärker, Schreiber und Hochspannungsgerät.

Der Photostrom wurde über ein abgeschirmtes Kabel einem Gleichspannungsverstärker zugeführt. Er ist nach dém-selben von Haug (1961) beschriebenen Prinzip aufgebaut und diente zur Anpassung des hochohmigen Multiplierausgangs an den niederohmigen Schreiber. Der Schreiber war zwischen die beiden Anoden einer Doppeltriode vom Typ E 80 CC geschaltet. Die Arbeitswiderstände waren umschaltbar auf die Werte 7, 10, 15, 20, 30 und 50 MΩ eingebaut. Als Schreiber diente ein Tintenschreiber von Siemens und Halske (Typ SD 12 K, Drehspulmeßwerk von 7,4 kΩ Innenwiderstand und 120 mm Endausschlag bei 1 mA.) Die Einstellzeit des Schreibers betrug 0,5 sec. Die Papiertransportgeschwindigkeit war umschaltbar um den Faktor 60 von 2 mm/min auf 2 mm/sec. Ein stabilisiertes Netzgerät (Type HSHR-S) der Firma A. Knott lieferte die Hochspannung für den Multiplier. Die Konstanz der Empfindlichkeit der ganzen Anlage wurde mit einer radioaktiven Leuchtfolie geprüft, die von Zeit zu Zeit auf die Taukappe des Photometers aufgesetzt wurde.

2. Zusammenhang zwischen Strahlhelligkeit und Streukoeffizient.

Die Lichtstärke I_o eines senkrecht nach oben gerichteten Scheinwerferstrahls erzeugt innerhalb des Strahlkegels in der Höhe h die Beleuchtungsstärke E. Befindet man sich außerhalb der photometrischen Grenzentfernung, so ist

$$E = \frac{I_o}{h^2}$$

Die photometrische Grenzentfernung ist die Entfernung, in der sich die gemessene Beleuchtungsstärke um weniger als 1 % von der Be-

leuchtungsstärke, die nach dem $1/r^2$ - Gesetz berechnet wird, unterscheidet. Befindet man sich außerhalb der photometrischen Grenzentfernung, so ist nach Arndt (1938) trotz der endlichen Ausdehnung der Lichtquelle in der Spiegelbrennebene, die ganze Lichtquelle in der optischen Achse zu sehen. Man kann die Grenzentfernung durch Überlegungen der geometrischen Optik berechnen. Für den hier benutzten Spiegel und die verwendete Lichtquelle ergibt sich die photometrische Grenzentfernung zu 170 m in der einen und zu 23,5 m in der dazu senkrechten Richtung. Da man sich für die kleineren Höhenwinkel noch innerhalb der photometrischen Grenzentfernung befindet, kann man nicht immer mit der oben definierten Beleuchtungsstärke E rechnen. Hier kann man folgende Überlegungen anstellen: Man denkt sich die Lichtquelle des Scheinwerferstrahles im Schnittpunkt der divergierenden Randstrahlen und ersetzt in der Formel die Höhe h durch die Größe $h + h_o$, wobei h_o der Abstand des scheinbaren Schnittpunktes der divergierenden Randstrahlen vom Spiegel ist. (Abbildung 8). Da die Lichtquelle eine Ausdehnung von 15 mm x 65 mm hat, ergeben sich zwei scheinbare Schnittpunkte im Abstand 60,7 m und 16,4 m hinter dem Scheinwerfer. Zur Berechnung der Beleuchtungsstärke durch den Scheinwerferstrahl wird deshalb die Lichtquelle durch zwei Lichtquellen (jede mit der Lichstärke $\frac{I_o}{2}$) in den Abständen 60,7 m und 16,4 m hinter dem Spiegel ersetzt. Dann ist die Beleuchtungsstärke E in der Entfernung h vom Spiegel.

$$E = I_o\left\{\frac{1}{2(h+60,7)^2} + \frac{1}{2(h+16,4)^2}\right\} = \frac{I_o}{g(h)}$$

(Berücksichtigt man nicht die Größe h_o , so erhält man im folgenden Abschnitt 3 Extinktionskoeffizienten, die kleiner sind als der Extinktionskoeffizient für Rayleighstreuung. Führt man statt zwei Lichtquellen der Lichstärke $\frac{I_o}{2}$ nur eine Lichtquelle der vollen Stärke I_o ein, die sich im Abstand 38,6 m, dem arithmetischen Mittel der beiden oben angenommenen Entfernungen 60,7 und 16,4 m, so unterscheiden sich die nach dieser Methode berechneten Beleuchtungsstärken wenig von der nach der obigen Methode berechneten. Doch scheint mir das Modell mit zwei Ersatzlichtquellen der Wirklichkeit näher zu kommen, als das vereinfachte Modell einer Lichtquelle.)

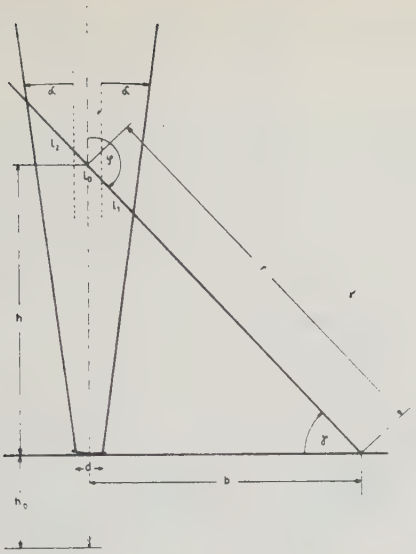

Abb. 8: Zur Geometrie der Leuchtdichtemessung an einem Scheinwerferstrahl

Längs der Strecke h wird der Scheinwerferstrahl durch Streuung geschwächt. Der Extinktionskoeffizient K setzt sich aus dem Koeffizienten für Rayleighstreuung und Dunststreuung zusammen und wird zunächst als unabhängig vom Weg angenommen. Unter Berücksichtigung der Streuung ist die Beleuchtungsstärke in der Höhe h

$$E = \frac{I_0}{g(h)} e^{-K h}$$

Ein Beobachter in der Entfernung b (Abbildung 8) mißt unter dem Winkel μ in der Höhe h des Strahles die Leuchtdichte B(h), die proportional ist zum Weg l des Visierstrahls im Scheinwerferkegel. B(h) hängt ab von der Streufunktion $\sigma(\vartheta, K)$. $\vartheta = 90^0 + \mu$ ist der Streuwinkel. Die Weglänge l im Strahl setzt sich aus drei Anteilen zusammen:

$$l = l_0 + l_1 + l_2 \quad \text{mit} \quad l_0 = \frac{d}{\cos\gamma} \qquad l_1 = \frac{(h-d/2\ \ tg\gamma)\ \sin\alpha}{\cos\ (\gamma-\alpha)}$$

$$l_2 = \frac{(h+d/2\ tg\gamma\ )\sin\alpha}{\cos\ (\gamma+\alpha)}$$

Da d/2 immer klein ist gegen b, können die Größen h+d/2 bzw. h-d/2 zu h angenommen werden. Wenn α klein ist, kann man außerdem für $l_1 + l_2 = \frac{2h\ \sin\alpha}{\cos\gamma}$ schreiben. Damit wird

$$l = \frac{2h\ \sin\alpha\ + d}{\cos\gamma}$$

Es ist außerdem $h = b\ tg\gamma$.

Die Streufunktion $\sigma(\varphi,\kappa)$ wurde von Reeger und Siedentopf (1946) in Abhängigkeit von der Sichtweite S bestimmt. Man kann sie aus einem Rayleighanteil $\sigma_R(\varphi)$ und dem Dunstanteil $\sigma_D(\varphi,\kappa)$ zusammensetzen:

$$\sigma(\varphi,\kappa) = \sigma_R(\varphi) + \kappa_D\ \sigma_D(\varphi)$$

$\sigma'(\varphi)$ ist die reduzierte Streufunktion, eine dimensionslose Größe

$$\sigma'(\varphi) = \frac{\sigma(\varphi)}{2\pi \int_0 \sigma(\varphi)\ \sin\varphi\ d\varphi}$$

In der oben zitierten Arbeit von Reeger und Siedentopf (1946) sind die Größen $\sigma_R(\varphi)$ und $\sigma'(\varphi)$ angegeben. Der Extinktionskoeffizient des Dunstes hängt mit der Sichtweite B (in km) durch die Beziehung zusammen:

$$\kappa_D = \frac{3{,}91\ \ 10^{-5}}{S} - 1{,}13\ \ 10^{-7}$$

$1{,}13\ \ 10^{-7}\ cm^{-1}$ ist der Extinktionskoeffizient bei reiner Rayleighstreuung. Er entspricht einer Sichtweite S = 347,5 km.

Das gestreute Licht unterliegt auf dem Weg $r = \sqrt{h^2 + b^2}$ zum Beobachter selbst der Extinktion. Die Leuchtdichte ist

$$B(\varphi) = \frac{I_0}{g(h)} \; 1 \; 100\,\pi\,\sigma(\vartheta,\kappa)\, e^{-\kappa(h+r)} \qquad (5)$$

(Die Größen l, h und r sind Funktionen von φ). Mißt man I_0 in cd, dann hat $I_0/\,g(h)$ die Dimension Lux. Wird die Streufunktion $\sigma(\vartheta,\kappa)$ in cm^{-1} angegeben, so erhält man durch Multiplikation mit dem Faktor 100π die Leuchtdichte in asb. Die Lichtstärke eines Scheinwerfers ist nach Arndt (1938) die Leuchtdichte der Lampe gemessen in Stilb multipliziert mit der Öffnung des Spiegels.

In Formel (5) wurden zwei Vereinfachungen angenommen: Einmal ist der Extinktionskoeffizient als unabhängig von der Höhe angenommen. Dieser Fall ist höchstens im unteren Teil der Atmosphäre erfüllt. Untersucht man auch höhere Schichten, dann ist für κ der mittlere Extinktionskoeffizient $\kappa = \frac{1}{h}\int_0^h \kappa(h)\,dh$ einzusetzen. Da auch die Streufunktion vom Extinktionskoeffizienten abhängt, kann Gleichung (5) nur auf numerischem Wege nach κ aufgelöst werden. Zum anderen ist die Beleuchtungsstärke E längs des Weges l nicht konstant. Die Helligkeit im Scheinwerferstrahl nimmt mit zunehmendem Abstand von der optischen Achse rasch ab. Die Helligkeitsverteilung im Strahl kann nur experimentell bestimmt werden. Sie hängt von der Justierung der Lichtquelle im Brennpunkt des Scheinwerferspiegels ab.

3. Bestimmung einiger Extinktionskoeffizienten

Das Photometer wurde im Abstand b = 139 m vom Scheinwerferstrahl in der Richtung aufgestellt, daß der Strahl parallel zu seiner schmalen Seite angeschnitten wurde. Mit dem Instrument wurde unter verschiedenen Höhenwinkeln die Leuchtdichte registriert. φ wurde in dem Winkelintervall 25° bis 70° gewählt. Für $\varphi = 25°$ erhält man h = 64,7 m und l = 3,38 m, für $\varphi = 70°$ wird h = 382 m, und l = 31,64 m. Die Scheinwerferstärke I_0 ergibt sich aus dem Osramkatalog zu $1{,}08\ 10^7$ cd. Mit den von Siedentopf und Reeger gemessenen Streufunktionen wurde die Leuchtdichte $B(\varphi)$ nach Formel (5) in Abhängigkeit vom Höhenwinkel φ bei verschiedenen Extinktionskoeffizienten berechnet. In Tabelle 9 ist als Beispiel das Verhältnis der Leuchtdichten

unter verschiedenen Höhenwinkeln angegeben. Man sieht daraus, daß bei kleinem Extinktionskoeffizierten die Helligkeit des Scheinwerferstrahls weniger schnell abnimmt als bei stärkerer Extinktion. Die Zahlen liegen alle sehr nahe beieinander.

K [cm^{-1}]	$3{,}91\ 10^{-6}$	$1{,}95\ 10^{-6}$	$7{,}83\ 10^{-7}$	$3{,}91\ 10^{-7}$	$1{,}125\ 10^{-7}$
S [km]	10	20	50	100	347,6
$\frac{B(\varphi=40^\circ)}{B(\varphi=60^\circ)}$	1,273	1,192	1,120	1,076	1,035
$\frac{B(\varphi=40^\circ)}{B(\varphi=70^\circ)}$	1,397	1,247	1,145	1,082	1,031

Tab. 9: Verhältnis der Leuchtdichten des Scheinwerferstrahles bei verschiedenen Winkeln gemessen in Abhängigkeit von K und S.

Dies ist mit dadurch bedingt, daß die Entfernung b zwischen Spiegel und Photometer klein ist. Bei wesentlich größerer Distanz werden die Höhen, unter denen man den Strahl anschneidet, größer. Der Abstand b war durch praktische Erfordernisse bedingt. (Für die Registrierung des Nachthimmelhintergrundes, die von der Registrierung der Strahlhelligkeit abgezogen werden mußte, war es notwendig, den Spiegel und die Lichtquelle abzudecken. Der Beobachter mußte also während der Messungen ständig zwischen Spiegel und Photometer hin und her gehen. Die Lampe konnte nicht abgeschaltet werden, da die Entladung nur im kalten Zustand zündet und die Lichtquelle erst nach 15 Minuten Brenndauer ihre volle Helligkeit erreicht. Im unteren Teil des Strahles ($h < 100$ m) sind die registrierten Leuchtdichten des Nachthimmels manchmal durch Streulicht verfälscht. In machen Nächten trat eine zusätzliche Schwierigkeit durch Beschlagen vom Spiegel und Objektiv auf. Die große Spiegelfläche konnte nicht immer durch Ventilatoren trocken gehalten werden).

Abbildung 9 zeigt einen kleinen Ausschnitt aus der Registrierung vom 13. April 1961. Die Leuchtdichte des Strahles wurde wie meistens über den Arbeitswiderstand 20 MΩ gemessen. Die Multiplierspannung

betrug 1000 V. Bei dem Papiervorschub 2 mm/min, wie er hier verwendet wurde, kann man noch Schwankungen im Bereich von 0,5 mm, also Änderungen, die im Zeitintervall 15 sec erfolgen, ablesen. Die Auflösung der Registrierungen umgerechnet auf Zeitintervalle liegt somit in der Größenordnung der langen Integrationszeiten, wie sie bei den Photonen zählenden Photometern (Kapitel III) zur Bestimmung der langsamen Intensitätsschwankungen angewendet wurden.

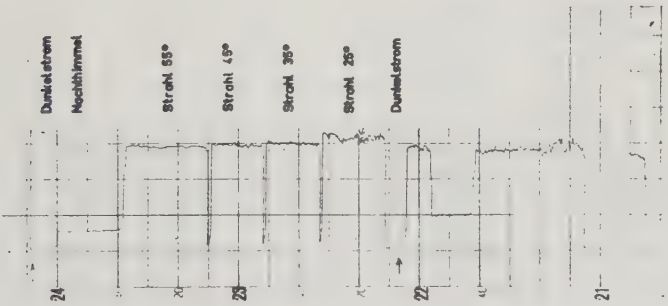

Abb. 9: Beispiel einer Leuchtdichteregistrierung vom 13. April 1961.

In Tabelle 10 steht in der zweiten Spalte das Verhältnis der Ausschläge in verschiedenen Höhen. In der dritten Spalte ist der aus diesem Verhältnis berechnete mittlere Extinktionskoeffizient angegeben. Er wurde aus einer Tabelle interpoliert, die ebenso angeordnet war, wie die oben angeführte Tabelle 9. Die Unterteilung der Extinktionswerte war feiner. Die interpolierten Extinktionswerte sind höchstens auf eine Dezimale genau, da sie im Laufe der Nacht schwankten und auch von der Höhe etwas abhängig waren. Wurden jedoch aus mehreren Intensitätsverhältnissen Extinktionswerte bestimmt, so lagen diese im selben Bereich.

Datum		$\frac{B(\vartheta_1)}{B(\vartheta_2)}$	K [cm^{-1}]	$\frac{\Delta K}{K}$	ΔK [cm^{-1}]
1960 Sept.	21	$\frac{B(30°)}{B(50°)} = 1{,}217$	$2\ 10^{-7}$	0,201	$4{,}03\ 10^{-8}$
Sept.	26	$\frac{B(35°)}{B(50°)} = 1{,}292$	$1{,}4\ 10^{-6}$	0,061	$8{,}51\ 10^{-8}$
Sept.	27	$\frac{B(30°)}{B(40°)} = 1{,}264$	$4\ 10^{-6}$	0,070	$2{,}81\ 10^{-7}$
Sept.	28	$\frac{B(35°)}{B(60°)} = 1{,}11$	$1{,}4\ 10^{-7}$	0,138	$1{,}93\ 10^{-8}$
Okt.	14	$\frac{B(45°)}{B(70°)} = 1{,}107$	$8{,}5\ 10^{-7}$	0,168	$1{,}43\ 10^{-7}$
Okt.	25	$\frac{B(35°)}{B(40°)} = 1{,}06$	$3{,}5\ 10^{-7}$	0,092	$3{,}23\ 10^{-8}$
1961 April	10	$\frac{B(40°)}{B(55°)} = 1{,}25$	$4\ 10^{-6}$	0,065	$2{,}59\ 10^{-8}$
April	11	$\frac{B(40°)}{B(60°)} = 1{,}21$	$2\ 10^{-6}$	0,070	$1{,}41\ 10^{-7}$
April	12	$\frac{B(30°)}{B(40°)} = 1{,}17$	$8{,}6\ 10^{-7}$	0,169	$1{,}45\ 10^{-7}$
April	13	$\frac{B(40°)}{B(60°)} = 1{,}06$	$3\ 10^{-7}$	0,127	$3{,}82\ 10^{-8}$

Tab. 10: Zusammenstellung einiger Ergebnisse der Scheinwerfermessungen

4. Deutung der Schwankungen

Beobachtet man bei konstanter Höhe, so sind dem mittleren Ausschlag Schwankungen überlagert, die auf veränderliche Leuchtdichte zurückzuführen sind. Nimmt man an, daß die Lampe gleichmäßig hell strahlt, so sind die Schwankungen durch Veränderungen des Extink-

tionskoeffizienten zu erklären. *)Es ist nach Formel (5)

$$B(\gamma) = A\, f(\kappa) = A\,(\sigma_R + \kappa_p \sigma')\, e^{-\kappa(h+r)}$$

$$= A\left\{\sigma_R + (\kappa - \kappa_R)\sigma'\right\} e^{-\kappa(h+r)}$$

Damit

$$\frac{\Delta B(\gamma)}{B(\gamma)} = \frac{\Delta f(\kappa)}{f(\kappa)} = \left\{\frac{\sigma'}{\sigma_R + \kappa_p \sigma'} - (h+r)\right\}\Delta\kappa \qquad (6)$$

Die relative Schwankung der Leuchtdichte läßt sich nach (6) auf eine Änderung des Extinktionskoeffizienten κ um $\Delta\kappa$ umrechnen.

Die Tabelle 10 gibt in der vorletzten Spalte die relative Schwankung $\frac{\Delta\kappa}{\kappa}$. Der angegebene Wert wurde aus einer Helligkeitsregistrierung in bestimmter Höhe für jede der angegebenen Nächte bestimmt. (In der Nacht vom 13. April 1961 wurde der Wert aus der Registrierung bei $\gamma = 35^\circ$ aus Abbildung 9 errechnet.) Der Mittelwert der zehn angegebenen Werte $\frac{\Delta\kappa}{\kappa}$ ist 0,116. In der letzten Spalte steht der Absolutwert von $\Delta\kappa$. Sein Mittelwert beträgt 0,95 10^{-7} cm^{-1}.

Die Intensität eines Lichtstrahles wird auf der Länge d durch ein Medium mit dem Extinktionskoeffizienten κ auf die Intensität I_1 geschwächt, gemäß

$$I_1 = I_0\, e^{-\kappa d}$$

Ändert sich der Extinktionskoeffizient auf der Strecke d um $\Delta\kappa$, so ist die Intensität

$$I_2 = I_0\, e^{-(\kappa+\Delta\kappa)d}$$

Daraus ergibt sich

$$I_1/I_2 = e^{\Delta\kappa d}$$

oder da $\Delta\kappa d \ll 1$ ist

$$\frac{I_1}{I_2} = 1 + \Delta\kappa\, d$$

Die obigen Messungen führen auf ein $\Delta\kappa$ der Größenordnung 1 10^{-7} cm^{-1}. Der Lichtstrahl eines Sternes durchsetzt auf seinem Weg zum Fernrohr eine Dunstschicht, deren Dicke nach Siedentopf (1944) in Mitteleuropa

*)Die Schwankungen der Helligkeit der Lampe wurden im Labor gemessen und liegen zwischen 0,5 % und 0,6 %.

zu 1,5 km abgeschätzt werden kann. Das Lichtbündel kann in der Dunstschicht Schwankungen von

$$\Delta \kappa d \sim 0{,}014 = 1{,}4\ \%$$

erleiden.

Nach Tabelle 5 Kapitel VI hat man in Tübingen bei Integrationszeiten von 15 Sekunden Dauer im Mittel mit Szintillationsschwankungen von 1,2 % zu rechnen. Dieser Befund stimmt ziemlich gut mit der oben durchgeführten Abschätzung überein. Die langsamen Intensitätsschwankungen können durch wechselnde Dunstdichte im unteren Teil der Atmosphäre entstehen.

Erweisen sich die Ergebnisse der Arbeit auch weiterhin als richtig, so darf man folgern, daß für Beobachtungsorte in mittleren Höhen die Genauigkeit der Sternphotometrie kaum unter 1 % gesteigert werden kann. Tabelle 5 und die Abbildungen 4 und 5 (Kapitel VI) zeigen, daß in Tübingen die Grenze der Genauigkeit schon bei relativ kurzen Integrationszeiten erreicht wird. Dagegen kann in Südafrika, also in Gebieten mit sehr klarer Atmosphäre, die Genauigkeit durch längere Integrationszeiten durchaus verbessert werden. Meßgenauigkeiten unter 1 %, die nahe der prinzipiellen Meßgenauigkeit der Photometer kommen, sind erreichbar.

Literaturverzeichnis

W. Arndt Praktische Lichttechnik, Union Deutsche Verlagsgesellschaft, Roth & Co. Berlin (1938)

W.A. Baum AJ 59, 422, (1954)

H.E. Butler Proc. Royal Irish Acad. A 54, 321, (1952)

S. Chandrasekhar, G. Münch ApJ 115, 103, (1952)

J. Dachs Doktorarbeit, Astronomisches Institut Tübingen (1960)

H. Elsässer, H. Siedentopf Z. Astrophysik 35, 21 (1954)

H. Elsässer Z. Astrophysik 35, 36 (1954)

H. Elsässer, H. Siedentopf Z. Astrophysik 48, 312, (1959)

H. Elsässer Z. Astrophysik 50, 278, (1960)

S. Flügge Handbuch der Physik Bd. XLV, Springer Verlag (1958)

U. Haug J. Atmosph. Terr. Physics 21, 225, (1961)

H.L, Johnson, M.W. Morgan ApJ 114, 522, (1954)

F.E. Kinard Nucleonics 15, No 4, 92, (1957)

A.H. Mikesell, A.A.Hoag JOSA 41, 689, (1951)

K. Pöschl Mathem. Methoden in der Hochfrequenztechnik Springer Verlag (1958)

W.M. Protheros Conttrib. Perkins Observ. Ser 2, No 4, 127, (1955)

E. Reeger, H. Siedentopf Optik 1, 15 (1946)

H. Scheffler Beiträge zur Physik der Atmosphäre 34, 3/4, 198, (1961)

H. Siedentopf Deutsche Luffahrtforschung FB Nr. 1937, 1, (1944)

V.I. Tatarski Wave Propagation in a Turbulent Medium Mc Graw-Hill Book Company, INC (1961)

A.T. Young Applied Optics 2, 51, (1963)

Lebenslauf

Am 10. Mai 1933 wurde ich als Sohn des Lehrers Otto Kopp und seiner Ehefrau Gertrud Kopp geb. Spahmann in Eßlingen am Neckar geboren. Im Frühjahr 1940 kam ich in die Volksschule Kirchberg/Jagst Kreis Crailsheim, aus der ich im Herbst 1944 an die dortige Oberschule überwechselte. Am 1. November 1948 verzog unsere Familie nach Aalen in Württemberg, und ich besuchte von diesem Zeitpunkt an das Schubart Gymnasium dort, wo ich im Frühjahr 1952 die Reifeprüfung ablegte. Im Wintersemester 1952/53 begann ich das Studium der Physik, Mathematik und Chemie an der Universität Tübingen. Nach der Vorprüfung in Philosophie für das Staatsexamen für Lehrer an Gymnasien Herbst 1955 studierte ich zwei Semester an der Universität Hamburg. Ab Herbst 1956 arbeitete ich an der Zulassungsarbeit zum Staatsexamen bei Professor Krüger am Physikalischen Institut der Universität Tübingen. Im Frühjahr 1959 legte ich das erste Staatsexamen in den Fächern Physik, Mathematik und Chemie ab. Im darauf folgenden Herbst unternahm ich bei Professor Dr. H. Siedentopf am Astronomischen Institut der Universität Tübingen die vorliegende Arbeit. Während meiner Zugehörigkeit zum Astronomischen Institut war ich sieben Monate zu Sichtbeobachtungen für das Europäische Süd-Observatorium in Südafrika.

Meine akademischen Lehrer waren vor anderen in

Physik: Die Herren Professoren Braunbek, Kossel, Krüger und Möllenstedt (Tübingen), Bagge, Jordan, Raether (Hamburg),

Mathematik: Die Herren Professoren Kamke, M.Müller, Wielandt (Tübingen),

Chemie: Die Herren Professoren E. Müller, Rüdorff (Tübingen), Remy (Hamburg),

Astronomie: Die Herren Professoren Elwert, Siedentopf, Walter (Tübingen).

Meinem verehrten Lehrer Herrn Professor Dr.H. Siedentopf bin ich zu großem Dank verpflichtet. Er gab die Anregung zu dieser Arbeit und hat mich bei ihrer Durchführung immer hilfreich unterstützt und noch während seiner Krankheit die Fertigstellung mit Interesse verfolgt. Nach seinem Tode hat sich Professor Dr. G. Möllenstedt der Arbeit angenommen, wofür ich ihm besonders herzlich danken möchte. Für zahlreiche Diskussionen habe ich auch den Herren Dr. Dachs, Dr. Haug und Dr. Scheffler herzlich zu danken. Ferner danke ich dem Mathematischen Institut, Abteilung Rechenzentrum, für Überlassung von Rechenzeit und hilfreiche Unterstützung.

Herstellung: Xerographie G.M.L.Wittenborn Söhne, Hamburg 13.